

УДК 621.384.6.01+621.385.69+004.942

В. В. ТИХОМИРОВ, С. Э. СЯГЛО

## МОДЕЛИРОВАНИЕ АКСИАЛЬНОГО ВИРКАТОРА

*Институт ядерных проблем Белорусского государственного университета**(Поступила в редакцию 25.10.2013)*

**Введение.** Развитие многих отраслей науки и техники тесно связано с прогрессом в создании импульсных источников сверхвысокочастотного электромагнитного излучения (СВЧ). Важнейшими их приложениями являются импульсный нагрев плазмы, ускорение сильноточных пучков электронов и ионов, питание сверхмощных радарных систем, накачка мощных эксимерных лазеров, разрушение атмосферного фреона в целях защиты озонового слоя. Помимо этого они также могут служить импульсными источниками электронов и нейтронов. Особые надежды связывают с использованием импульсных источников СВЧ-излучения для проверки стойкости аппаратуры и разработки новых оборонных систем.

Весьма перспективным источником СВЧ-импульсов с мощностью 10 ГВт и выше признан виркатор [1, 2], в котором для генерации излучения используются колебания плотного сгустка электронов – виртуального катода (ВК). Достоинствами виркаторов являются простота конструкции, компактность, невысокие требования к качеству электронного пучка, простота конструкции волноводной системы, возможность перестройки частоты генерации, а также возможность работы в отсутствие внешнего магнитного поля, хотя виркаторы с неоднородным фокусирующим внешним магнитным полем также могут оказаться достаточно эффективными [3]. Однако существующие конструкции виркаторов пока обладают невысокой эффективностью и нестабильной частотой излучения.

Принципиальной особенностью виркаторов является использование в них пучков электронов со сверхпределными токами (превышающими предельный вакуумный ток). Попадая через анодную сетку в волновод, такой пучок начинает замедляться, формируя ВК, и его нарастающее электрическое поле отражает вновь поступающие электроны, заставляя их осциллировать между виртуальным и реальным катодами. В свою очередь отражение, взаимное отталкивание и уход электронов за ВК приводят к его разрушению. Колебания заряда и формы ВК вместе с осцилляциями электронов и служат источниками интенсивного СВЧ-излучения.

Сильная нелинейность, нестационарность и многопотоковость движения электронов позволяют проводить разработку виркаторов лишь исходя из первых принципов электродинамики и кинетики, традиционно воплощаемых в методе частица – сетка (particle in cell – PIC), сочетающем в себе конечно-разностную формулировку уравнений Максвелла и метод крупных частиц (finite-size particle) [4, 5]. Данный подход является безальтернативным для широкого круга задач, связанных с использованием сверхпределных токов, и реализован в ряде программ, некоторые из которых, такие как MAGIC [6] и KAPAT [7], получили широкую известность и коммерческое распространение.

Однако использование этих программ не стало повсеместным. Так, ни одна научная группа Республики Беларусь в настоящее время не использует указанные программы в процессе разработки СВЧ-техники. Простейшим объяснением этому является высокая стоимость, но существует и ряд физических причин.

При использовании дискретных (или конечно-разностных) методов для решения уравнений Максвелла необходимо регулярное проведение корректирования и сглаживания (цифровой

фильтрации) численных решений для полей, плотностей заряда и тока. Как способы, так и методики проведения этих процедур весьма разнообразны и часто не имеют строгого математического обоснования. Это существенно ограничивает возможности контроля и настройки подобных процедур в приобретенных готовых программах. Владение же полной информацией о процедурах корректирования и сглаживания открывает перед разработчиком широкие возможности оптимизации их проведения и настройки на конкретную задачу, в том числе и с использованием экспериментальных данных. Совокупность этих обстоятельств делает очевидной необходимость разработки программ для решения уравнений Максвелла на основе метода частица – сетка в Республике Беларусь. В данной статье предложен первый вариант программы, позволяющей адекватно моделировать нестационарную нелинейную динамику сверхпределных электронных пучков в аксиальных виркаторах гигаваттного диапазона простейших конструкций, работающих на аксиально-симметричных модах.

**Алгоритм численного решения. Разностная схема и граничные условия.** Кратко напомним общую методику решения уравнений Максвелла методом частица – сетка [4–7] и приведем конкретные варианты используемых в ней процедур. Электрическое и магнитное поля разбиваются на квазистатические внешние и быстро изменяющиеся «внутренние» поля, порождаемые зарядами и токами системы. При этом квазистационарное ускоряющее электрическое поле задается потенциалом электродов и рассчитывается путем решения уравнения Лапласа, а внутренние поля определяются граничными условиями и находятся из уравнений Максвелла. Следуя [6, 7], для их решения мы будем использовать метод с перешагиванием (leapfrog scheme) и прямоугольные разностные сетки, сдвинутые во времени и пространстве (Yee mesh). Пока ограничимся рассмотрением достаточно простых и в то же время распространенных устройств [1, 2, 7–9], эффективно работающих на аксиально-симметричных модах  $TM_{0i}$  круглых волноводов<sup>1</sup>, описываемых разностной схемой в цилиндрической системе координат  $(R\theta z)$  с осевой симметрией:

$$\begin{aligned} \frac{(E_r)_{i-1/2,k}^{n+1} - (E_r)_{i-1/2,k}^n}{c^2\tau} &= -\frac{(B_\theta)_{i-1/2,k+1/2}^{n+1/2} - (B_\theta)_{i-1/2,k-1/2}^{n+1/2}}{h_z} - \mu_0(J_r)_{i-1/2,k}^{n+1/2}, \\ \frac{(E_z)_{i,k-1/2}^{n+1} - (E_z)_{i,k-1/2}^n}{c^2\tau} &= \frac{r_{i+1/2}(B_\theta)_{i+1/2,k-1/2}^{n+1/2} - r_{i-1/2}(B_\theta)_{i-1/2,k-1/2}^{n+1/2}}{r_i h_r} - \mu_0(J_z)_{i,k-1/2}^{n+1/2}, \\ \frac{(B_\theta)_{i-1/2,k+1/2}^{n+1/2} - (B_\theta)_{i-1/2,k-1/2}^{n+1/2}}{\tau} &= \frac{(E_z)_{i,k-1/2}^n - (E_z)_{i-1,k-1/2}^n}{h_r} - \frac{(E_r)_{i-1/2,k}^n - (E_r)_{i-1/2,k-1}^n}{h_z}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $E_r$  и  $E_z$  – радиальная и продольная компоненты электрического поля,  $B_\theta$  – азимутальная компонента магнитного поля,  $J_r$  и  $J_z$  – радиальная и продольная компоненты плотности тока соответственно. Индексы  $i$  и  $k$  в формуле (1) соответствуют номерам узлов сетки вдоль осей  $0r$  и  $0z$  с координатами  $r_i = (i-1)h_r$  и  $z_k = (k-1)h_z$ , где  $h_r$  и  $h_z$  – соответственно радиальный и продольный размеры ячеек в плоскости  $rz$ ;  $\tau$  – шаг по времени,  $n$  – номер шага. Величины  $n \pm 1/2$ ,  $i \pm 1/2$  и  $k \pm 1/2$  соответствуют промежуточным моментам времени  $(n \pm 1/2)\tau$  и «полуцелым» координатам  $r = (i \pm 3/2)h_r$  и  $z = (k \pm 3/2)h_z$ . Шаги по времени и координатам должны удовлетворять условию устойчивости Куранта

$$c\tau < \sqrt{h_r^2 + h_z^2}. \quad (2)$$

В наиболее распространенных конструкциях виркаторов, состоящих из цилиндрических труб и кольцевых диафрагм с прямоугольным сечением в плоскости  $rz$  [8, 9] (рис. 1), металлические поверхности параллельны либо оси  $0r$  (эмитирующая поверхность катода, анодная сетка и фронтальные поверхности диафрагм резонатора), либо оси  $0z$  (внешние стенки диода, катододержателя и резонатора, торцевые поверхности диафрагм). Условие идеальной проводимости

<sup>1</sup> Заметим, что для коаксиальных виркаторов учет аксиально-несимметричных мод принципиально важен.

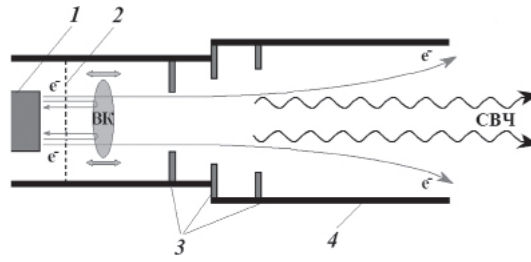


Рис. 1 Центральное продольное сечение аксиального виркатора: 1 – катод, 2 – анодная сетка, 3 – диафрагмы резонатора, 4 – боковая стенка резонатора. Осцилляции виртуального катода, а также осцилляции электронов, отражаемых виртуальным и реальным катодами, являются источниками мощного СВЧ-излучения

для этих двух типов поверхностей принимают соответственно вид  $E_r = 0$  и  $E_z = 0$ . Выход излучаемой волны из резонатора обеспечивается условием

$$c \frac{(B_\phi)_{i-1/2, k+1/2}^{n+1/2} + (B_\phi)_{i-1/2, k-1/2}^{n-1/2}}{2} = (E_r)_{i-1/2, k}^n \quad (3)$$

для значения продольного индекса  $k = z_{ex} / h_z + 1$ , соответствующего координате  $z_{ex}$  выходного окна. Мощность излучения виркатора рассчитывается интегрированием вектора Пойнтинга  $W = E_r \cdot H_\phi$  по площади выходного окна.

Разностные уравнения (1) предполагают задание плотностей тока  $J_r$  и  $J_z$  в дискретных точках сетки  $(i - 3/2)h_r$ ,  $(k - 1)h_z$  и  $(i - 1)h_r$ ,  $(k - 3/2)h_z$  соответственно. В то же время движение частиц под действием суммы внешних и внутренних полей является непрерывным и описывается уравнением Ньютона – Лоренца, куда входят напряженности электрического и магнитного полей, которые также должны быть рассчитаны в точках, где расположены частицы с непрерывными координатами. *Залогом успешного использования метода частица – сетка является корректный прямой и обратный переходы между физическими величинами, задаваемыми в непрерывном пространстве и на дискретной сетке* [4, 5]. Эти переходы осуществляются с помощью весовых функций, зависящих от расстояния между точкой расположения частицы и координатой узла сетки.

Мы убедились в достаточной эффективности процедуры взвешивания первого порядка (называемой взвешиванием по площади) [4, 5], означающей, что точечный заряд, находящийся в точке расположения частицы, имеющей непрерывную координату, распределен по ближайшим к нему узлам сетки по формулам линейной интерполяции. Подобная процедура взвешивания используется на каждом временном шаге дважды. Первый раз – при интерполяции непрерывных плотностей заряда и тока в дискретные узлы сетки для решения уравнений Максвелла (1) и Пуассона (см. ниже) и второй раз – при интерполяции полей, найденных в ходе решения уравнений Максвелла в узлах сетки, в непрерывно распределенные частицы. Для достижения приемлемой точности этой процедуры, повторяемой на каждом шаге интегрирования по времени, принципиально важным является использование одних и тех же весовых функций для прямой и обратной интерполяций [4, 5]. Остается добавить что поля, интерполированные в непрерывно расположенные точки, используются для нахождения траекторий частиц путем решения уравнения Ньютона – Лоренца, записываемого в центрированной по времени форме и решаемого с применением алгоритма, предложенного Бóрисом [4].

**Коррекция численного решения.** Следует отметить, что моделирование распределения электронов в фазовом пространстве крупными частицами, каждая из которых может содержать  $10^9$  электронов и более, является весьма радикальным шагом, последствия которого должны ясно осознаваться и эффективно преодолеваются. Неизбежным обстоятельством при этом является то, что число крупных частиц в пространственной ячейке всегда не очень велико и не позволяет достичь непрерывного предела даже при максимальных вычислительных мощностях. По этой причине компоненты плотности тока в правых частях уравнений Ампера в выражениях (1) являются мощным, постоянно действующим источником числового шума на масштабах, определяемых

размерами ячейки пространственной сетки. Хотя такие важные процессы, как формирование и эволюция ВК, а также возбуждение им электромагнитного поля, проявляются на существенно более крупных пространственных масштабах, присутствие постоянного сильного источника высокочастотного шума неизбежно оказывает влияние на поведение крупных частиц и с течением времени приводит к возбуждению им нефизических колебаний на промежуточных частотах, что не может не отразиться на поведении пучка в наиболее актуальной для моделирования пространственно-временной области [4–7].

Данная проблема преодолевается проведением процедуры коррекции численных решений уравнений Максвелла, что позволяет не только получать осмысленные результаты при небольших количествах крупных частиц в ячейке на общедоступных вычислительных мощностях персональных ЭВМ, но даже выходить за пределы условия Куранта (2) [6]. Несмотря на физическую оправданность, коррекция является искусственным приемом, вследствие чего, вероятно, бессмысленно или, по крайней мере, преждевременно ставить вопрос об оптимальном способе ее проведения. В реальности ряд ведущих специалистов и научных коллективов после многих лет поиска разработали собственные подходы к проведению коррекции, демонстрирующие корректность и высокую эффективность при сравнении с реальным экспериментом [4–7]. Руководствуясь их опытом и исходя из стоящих перед нами практических задач, в данной работе мы использовали процедуры коррекции, представляющиеся на данном этапе простыми, надежными и позволяющими успешно вести разработку мощных аксиальных виркаторов.

Исторически первой была понята и преодолена проблема нарушения уравнения Гаусса  $\operatorname{div} \mathbf{E} = \rho / \epsilon_0$ , тождественного нарушению уравнения сохранения заряда  $\operatorname{div} \mathbf{J} + \partial \rho / \partial t = 0$ . Самым распространенным способом устранения этой проблемы является коррекция методом Бóриса [4]. Она состоит в нахождении удовлетворяющего уравнению Пуассона  $\Delta \Phi = \nabla \mathbf{E} - \rho / \epsilon_0$  корректирующего потенциала  $\Phi$  и замене поля  $\mathbf{E}$  на  $\mathbf{E} - \nabla \Phi$ . Данная процедура может заметно варьироваться. В программном комплексе КАРАТ [7] для интегрирования уравнения Пуассона применяется метод верхней релаксации, для улучшения сходимости дополненный методом вложенных сеток с ускорением по Чебышеву. Использование столь высокоточного подхода в данном контексте представляется нам излишним. Основная причина не только в затратах машинного времени, позволяющих применять его только через несколько временных циклов. Излишней представляется высокая точность нахождения решения, несущего большей частью нефизическую информацию о шумовых флуктуациях плотностей тока, связанных с реализацией метода крупных частиц. Эти соображения привели нас к использованию гораздо более простой, быстрой и в то же время достаточной процедуры, состоящей в применении минимального количества итераций простейшего итерационного метода – метода Якоби. Казалось бы, можно возразить, что этот метод обладает медленной сходимостью, требующей сотен и тысяч итераций. Однако в процессе интегрирования уравнений (1) по времени обычно проводятся десятки тысяч итераций, в результате этого даже одной итерации по методу Якоби на каждом временном шаге оказывается достаточно для удержания высокочастотного шума, связанного с применением метода крупных частиц, на уровне, не приводящем к каким-либо нефизическим явлениям на характерных пространственно-временных масштабах ВК. Подобное объяснение применимо и к методу Мэрдера [10], по отношению к которому наш подход следует рассматривать как более наглядный и дополнительно упрощенный, но тем не менее работоспособный аналог [11].

Отметим, что минимальная трудоемкость предложенного подхода позволяет проводить значительное количество итераций уравнения Пуассона для корректирующего потенциала  $\Phi$  на каждом временном шаге без существенного замедления процедуры моделирования в целом. В обычной ситуации количество итераций может быть доведено до десятков, а для малых пространственных областей, таких как ускоряющий промежуток между катодом и анодом, даже до сотен. При этом увеличение числа итераций приводит к некоторому понижению расчетной мощности излучения и более гладкому распределению полей. Поскольку, как уже отмечалось, и одной итерации по методу Якоби на каждом временном шаге достаточно для обеспечения устойчивости процедуры интегрирования. Число итераций в различных областях конструкции может

использоваться в качестве варьируемого модельного параметра для улучшения согласия с экспериментальными данными или другими численными результатами.

Компенсация отклонений от закона Гаусса также может быть обеспечена коррекцией не продольной компоненты электрического поля, а плотности тока [6]. В любом случае процедура коррекции затрагивает величины, задаваемые в один момент времени, и является центральной по времени и обратимой [4]. Помимо электростатических флуктуаций ошибки интерполяции плотностей тока приводят к возбуждению поперечных полей, амплитуды которых в отсутствие затухания нарастают со временем, внося все более значимые вклады в компоненты роторов уравнений (1). Изначально для подавления коротковолновых поперечных полей использовалась простейшая фильтрация, сводящаяся к усреднению фильтруемых величин по ближайшим узлам сетки с традиционно используемыми весами [4, 5, 7]. Однако в настоящее время преобладает использование нецентральной по времени (time-biased semi-implicit) версии процедуры фильтрации, предложенной Годфри [12]. В соответствии с ней на каждом временном шаге в каждой точке сетки проводится  $I$  итераций ( $i = 1, \dots, I$ ) уравнений Ампера и Фарадея

$$\begin{aligned} E^{n+1,i} &= (1 - \tau_i) E^{n+1,i-1} + \tau_i E^{n,I} + \\ &+ \tau_i \delta t \left[ -J^{n+1/2} / \varepsilon_0 + \nabla \times \left( a B^{n+3/2,i-1} + (1-a) B^{n+1/2,I} \right) / (\mu_0 \varepsilon_0) \right], \\ B^{n+3/2,i} &= B^{n+1/2,I} - \delta t \nabla \times E^{n+1,i}. \end{aligned} \quad (4)$$

Их результатом является избирательное подавление амплитуд высокочастотных фурье-компонент полей, степень которого (вместе с необходимым количеством итераций  $I$ ) возрастает при увеличении параметра  $a$  от нуля до единицы. Для обеспечения оптимальной фильтрации спектра частот для итерационных коэффициентов используют выражение [6]

$$\tau_i = \left\{ 1 + 2a \left\{ 1 - \cos[\pi(i-1/2)/I] / \cos(\pi/(2I)) \right\} / (1-a)^2 \right\}^{-1}. \quad (5)$$

Подобно коррекции продольного поля параметры  $a$  и  $I$  в процедуре фильтрации поперечного поля на данном этапе исследований приходится выбирать опытным путем. При этом после обеспечения устойчивой работы схемы интегрирования свобода в выборе указанных параметров может быть использована для достижения наилучшего согласия с экспериментом.

**Инжекция тока, ограниченного пространственным зарядом.** Как известно [13, 14], сверхпредельные токи обеспечиваются взрывной эмиссией электронов с поверхности катода. Величина плотности тока инжектируемых электронов при этом ограничивается плотностью пространственного заряда, присутствие которого приводит к обращению в нуль нормальной компоненты электрического поля на эмитирующей поверхности. Касательная компонента также обращается в нуль. В этих условиях теорема Гаусса для  $i$ -й ячейки сетки с  $0 < z < h_z/2$  и  $0 < r < h_r/2$  при  $i = 1$  и  $h_r(i-3/2) < r < h_r(i-1/2)$  при  $i = 2, 3, \dots$  позволяет определить величины зарядов

$$\begin{aligned} \Delta Q_i &= \pi \varepsilon_0 h_r \left\{ \frac{1}{4} h_z \left[ \left( i - \frac{1}{2} \right) (E_r)_{i-1/2,2} - \left( i - \frac{3}{2} \right) (E_r)_{i-3/2,2} \right] + (i-1) h_r (E_z)_{i,1} \right\} - Q_i, \quad i = 2, 3, \dots, \\ \Delta Q_1 &= \pi \varepsilon_0 h_r \left\{ \frac{1}{8} h_z (E_r)_{1/2,2} + \frac{1}{4} h_r (E_z)_{1,1} \right\} - Q_1, \end{aligned} \quad (6)$$

которые следует инжектировать в эти ячейки на данном временном шаге для того, чтобы не нарушалась теорема Гаусса.

Пока вопрос о размещении зарядов  $\Delta Q_i$  внутри соответствующих ячеек не имеет однозначного решения. Наиболее естественным, на первый взгляд, является квазиравномерное эмитирование зарядов вблизи поверхности катода. Однако использование линейной интерполяции электрического поля не позволяет получить корректные величины ускоряющего поля вблизи последнего, а малость этих полей, обусловленная стремлением нормальной составляющей поля к нулю



вблизи его поверхности, приводит к тому, что медленное движение крупных частиц вблизи поверхности катода начинает определяться неточностями интерполяции полей. Не имея, таким образом, возможности строго задавать пространственное распределение инжектируемых электронов, в [15] было предложено размещать эмитируемые электроны в центры  $r_i = h_r(i-1)$ ,  $i = 1, 2, \dots$ ,  $z = h_z/4$  ячеек пространственной решетки, примыкающих к поверхности катода. Мы также предлагаем инжектировать электроны в плоскости  $z = h_z/2$ , однако распределять их квазиоднородно по величине  $r^2$ .

**Пример моделирования работы аксиального виркатора.** Рассмотрим аксиальный виркатор, реализованный и промоделированный в [9] (рис. 1). В соответствии с уравнениями (1) колебания электронной плотности в условиях аксиальной симметрии создают переменные в пространстве и времени продольные и радиальные токи, индуцирующие аналогичные компоненты электрического поля, порождающие в свою очередь азимутальное магнитное поле. В условиях обращения в нуль касательных (или тангенциальных) компонент электрического поля на стенках в замкнутом цилиндрическом резонаторе радиуса  $R$  и длины  $L$  генерируются моды  $TM_{0il}$  резонатора с полями

$$\begin{aligned} E_z &= E_0 J_0(k_{\perp} r) \cos k_z z, \\ E_r &= E_0 \frac{k_z}{k_{\perp}} J_1(k_{\perp} r) \sin k_z z, \\ B_{\phi} &= i E_0 \frac{\omega}{k_{\perp} c^2} J_1(k_{\perp} r) \cos k_z z, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $k_{\perp} = \lambda_i / R$ ,  $\lambda_i$  – корни функции Бесселя нулевого порядка  $J_0(\lambda_i) = 0$ ;  $k_z = \pi l / L$ ,  $l = 1, 2, \dots$ ,  $\omega = c \sqrt{k_z^2 + k_{\perp}^2}$  – частота,  $E_0$  – амплитуда волны.

Резонатор обладает отверстием, соединяющим его с диафрагмированным волноводом, конструкция которого обеспечивает как эффективное резонансное взаимодействие излучения с ВК в резонаторе, так и вывод излучения наружу. Стоячие волны (7) при этом переходят в бегущие с тем же радиальным распределением напряженностей.

Частота генерации  $f = 4 \div 4,1$  ГГц и радиус резонаторной секции волновода  $R = 4$  см позволяют выбрать ее длину  $L = 5,4$  см, обеспечивающую преимущественную генерацию моды  $TM_{011}$ . Размеры последующих секций волновода, изображенного на рис. 1 [9], были восстановлены Е. А. Гурневичем, внешний и внутренний радиусы кольцевого катода и катод-анодное расстояние

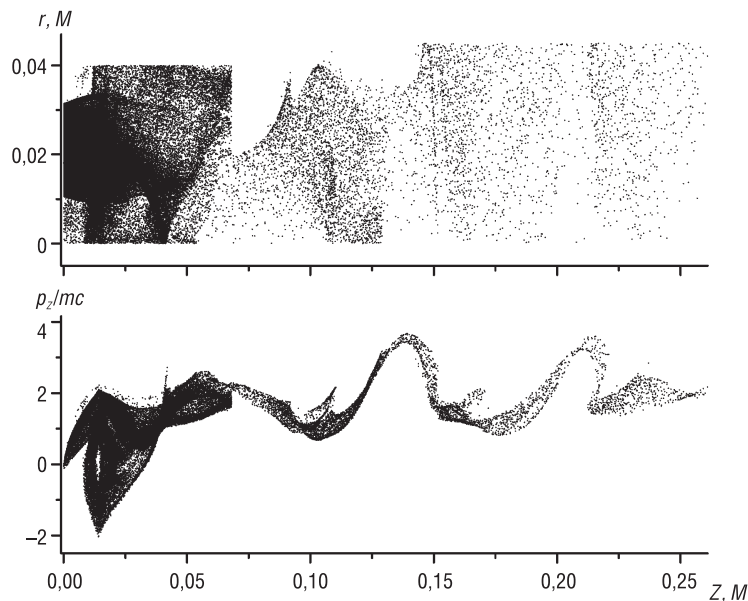


Рис. 2. Конфигурационный (вверху) и продольный фазовый портрет пучка аксиального виркатора (внизу)

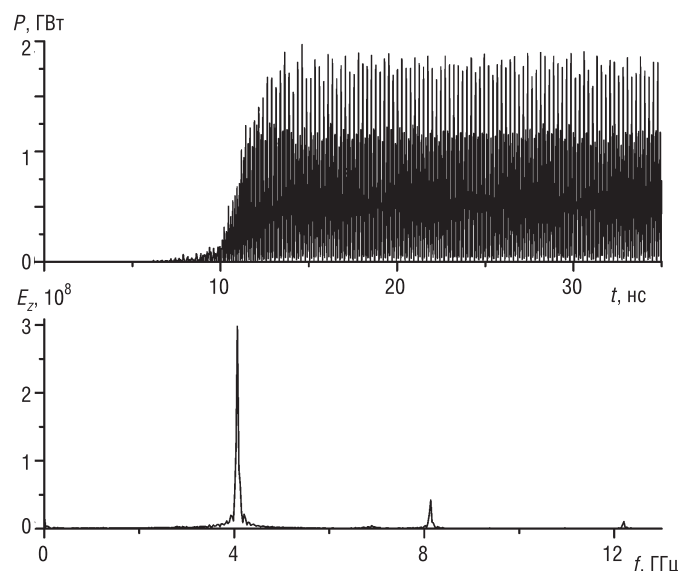


Рис. 3. Временная зависимость мощности (вверху) и спектр излучения (внизу) аксиального виркатора (рис. 1)

брались, как и в [9], равными соответственно 32, 12 и 14 мм, а прозрачность сетки полагалась равной 70%. Результаты моделирования работы данной конструкции при катод-анодном напряжении в 630 кВ иллюстрируются на рис. 2, 3. Распределения электронов в конфигурационном и продольном фазовом пространстве (рис. 2) иллюстрируют основные черты динамики ВК, а также существенную импульсную модуляцию электронов, распространяющихся за ним. Как видно (рис. 3), средняя мощность излучения близка к 1 ГВт, а частота генерации близка к 4,1 ГГц.

Отметим, что в данной конструкции за ВК происходит ускорение электронов до энергий, более чем вдвое превышающих энергию их ускорения в катод-анодном промежутке (ср. с [8]). Нетрудно предположить возможность повышения эффективности данной конструкции виркатора путем вывода электронов из процесса ускорения в резонаторе в областях минимума их энергии, например, при помощи локальных внешних полей. Использование полей для повышения эффективности работы виркаторов исследуются в [3].

**Заключение.** Нами был описан и протестирован алгоритм моделирования методом частица – сетка, позволяющий вести практическую разработку виркаторов, работающих на аксиально-симметричных модах. Выбранные и опробованные в комплексе методы коррекции численного решения уравнений Максвелла и Пуассона позволяют устойчиво моделировать быструю нелинейную многопотоковую динамику возникновения и эволюции ВК и порождаемых им полей, могут быть перенесены на случай аксиально-несимметричных мод. При этом возможность использования различных значений для численных параметров, входящих в процедуры, корректирующие решение, открывает широкие возможности тонкой настройки численного решения по доступным экспериментальным данным. В качестве указанных параметров для корректирующих процедур могут использоваться число итераций уравнения Пуассона при применении метода Бóриса, обеспечивающего выполнение закона сохранения заряда, а также число и параметры итерационной процедуры подавления высокочастотных поперечных шумов методом Годфри.

Авторы признательны В. Г. Барышевскому за предложение данной тематики, а также благодарят за сотрудничество и полезные обсуждения В. Г. Барышевского, А. А. Кураева, С. В. Анищенко, А. А. Гуринович, Е. А. Гурневича, П. В. Молчанова и С. Н. Сытову.

## Литература

1. Рухадзе А. А., Столбецов А. А., Тараканов В. П. // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37, №. 3. С. 385–396.
2. Дубинов А. Е., Селемир В. Д. // Радиотехника и электроника. 2002. Т. 47, №. 6. С. 645–672.
3. Куркин С. А., Короновский А. А., Храмов А. Е., Кураев А. А., Колосов С. В. // ЖТФ. 2013. Т. 83, № 10. С. 98–107.

4. Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. М., 1989.
5. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. М., 1987.
6. Goplen B., Ludeking L., Smithe D. et al. // Comp. Phys. Comm. 1995. Vol. 87. P. 54–86.
7. Tarakanov V. P. 'User's Manual for Code KARAT'. BRA Inc., Va, USA, 1992.
8. Альтеркоп Б. А., Рухадзе А. А., Сокулин А. Ю. и др. // ЖТФ. 1991. Т. 61, № 9. С. 115–123.
9. Li Z.-Q., Zhong H.-H., Fan Y.-W. et al. // Chin. Phys. Lett. 2008. Vol. 25. P. 2566–2568.
10. Marder B. // J. Comput. Phys. 1987. Vol. 68. N 1.
11. Langdon A. B. // Comp. Phys. Comm. 1992. Vol. 70. P. 447–450.
12. Godfrey B. B., Goplen B. // 22 Annual meeting of APS, Division of plasma physics, 10–14 November, 1980 Mission Res. Corp., Lancaster, PA, AMRC-N-146, Nov. 1980.
13. Месяц Г. А. Импульсная энергетика и электроника. М., 2004.
14. Миллер Р. Введение в физику *сильноточных пучков* заряженных частиц. М., 1984.
15. Watrous J. J., Luginsland J. W., Sasser III G. E. // Phys. Plasm. 2001. Vol. 8, N 1. P. 289–296.

*V. V. TIKHOMIROV, S. E. SIAHLO*

## SIMULATION OF AXIAL VIRCATOR

### Summary

An algorithm of particle in cell simulations is described and tested to aid further the actual design of simple vircators working on axially symmetric modes. The methods of correction of the numerical solution, have been chosen and jointly tested, allow the stable simulation of the fast nonlinear multiflow dynamics of virtual cathode formation and evolution, as well as the fields generated by the virtual cathode. The selected combination of the correction methods can be straightforwardly generalized to the case of axially nonsymmetric modes, while the parameters of these correction methods can be widely used to improve an agreement between the simulation predictions and the experimental data.